



TITLE:

Superspace Formulation of Classical
Spectral Transformation Method for the
Massive Thirring Model(V.場の理論・統計力
学,ソリトン系のダイナミクスとそれに関す
るカオスの問題,基研長期研究会報告)

AUTHOR(S):

表, 実; 井上, 和彦

CITATION:

表, 実 ...[et al]. Superspace Formulation of Classical Spectral Transformation Method for the Massive Thirring Model(V.場の理論・統計力学,ソリトン系のダイナミクスとそれに関するカオスの問題,基研長期研究会報告). 物性研究 1984, 42(3): 491-497

ISSUE DATE:

1984-06-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91367>

RIGHT:

参 考 文 献

- 1) K. Kawasaki and T. Ohta, Physica **116A**, (1982) 573.
- 2) J. T. Waldram, A. B. Pippard, and J. Clarke, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. **268**, (1970) 265.
- 3) E. Helfand and Y. Tagami, J. Chem. Phys. **56**, (1972) 3592.
- 4) Suggested by Professor R. Hirota.
- 5) Y. Tagami, J. Math. Phys. to appear.

Superspace Formulation of Classical Spectral Transformation
Method for the Massive Thirring Model

筑波大・物理 表 実, 井上和彦

この報告では Massive Thirring Model を量子逆散乱法 (又は Quantum Spectral Transformation Method) で議論するための準備としてこのモデルの古典逆散乱問題 (又は Classical Spectral Transformation Method) を調べる。 Fermion field を古典論で議論するにはその場は

Grassman-valued field ($\psi_i \psi_j + \psi_j \psi_i = 0, \psi_i^2(x) = 0$)

として取り扱う必要がある。このため以下の議論は Fermion field を含む系の古典逆散乱問題の formulation としても興味深いと思われる。

散乱問題を議論するために 2 成分からなる Super field $\Phi(x, t, \theta)$ を導入する。ここで θ は Grassman number ($\theta^2 = 0$) である。この field についての Lax pair を次式で与える。

$$i \partial_x \Phi(x, t, \theta) = L \Phi(x, t, \theta), \quad (1)$$

$$i \partial_t \Phi(x, t, \theta) = M \Phi(x, t, \theta), \quad (2)$$

上式で L, M は Superspace での operator であり, 2 行 2 列の行列 L_i, M_i ($i = 1, 2, 3, 4$) をつかって次のように表わされる。

$$L = L_1 + L_2 \partial_\theta + \theta L_3 + \theta L_4 \partial_\theta, \quad (3)$$

表 実, 井上和彦

$$M = M_1 + M_2 \partial_\theta + \theta M_3 + \theta M_4 \partial_\theta. \quad (4)$$

L, M を Grassman 代数の even element としたとき, 定義から明らかなように L_1, L_4, M_1, M_4 は even element L_2, L_3, M_2, M_3 は odd element である。Operators L, M の積は次式

$$\begin{aligned} LM &= (L_1 M_1 + L_2 M_3) + (L_1 M_2 + L_2 M_1 + L_2 M_4) \partial_\theta \\ &\quad + \theta (L_1 M_3 + L_3 M_1 + L_4 M_3) \\ &\quad + \theta (L_1 M_4 - L_2 M_3 + L_3 M_2 + L_4 M_1 + L_4 M_4) \partial_\theta, \end{aligned} \quad (5)$$

で与えられることをつかって (1) と (2) の compatibility condition

$$i \partial_t L - i \partial_x M + LM - ML = 0, \quad (6)$$

は次の 4 式に帰着する。

$$i \partial_t L_1 - i \partial_x M_1 + [L_1, M_1] + L_2 M_3 - M_2 L_3 = 0, \quad (7)$$

$$i \partial_t L_2 - i \partial_x M_2 + L_1 M_2 - M_1 L_2 + L_2 (M_1 + M_4) - M_2 (L_1 + L_4) = 0, \quad (8)$$

$$i \partial_t L_3 - i \partial_x M_3 + L_3 M_1 - M_3 L_1 + (L_1 + L_4) M_3 - (M_1 + M_4) L_3 = 0, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} i \partial_t (L_1 + L_4) - i \partial_x (M_1 + M_4) + L_3 M_2 - M_3 L_2 \\ + [L_1 + L_4, M_1 + M_4] = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

$T(x, x_0)$ を次の関係をみたす operator とする。

$$i \partial_t T(x, x_0) = L T(x, x_0), \quad (11)$$

$$T(x_0, x_0) = I. \quad (12)$$

このとき Transfer operator T を

$$T = T(\ell, -\ell) = T_1 + T_2 \partial_\theta + \theta T_3 + \theta T_4 \partial_\theta, \quad (13)$$

で定義する。

上の議論を次の Lagrangian \mathcal{L}

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i r^\mu \partial_\mu - m) \psi - \frac{g}{2} \bar{\psi} r^\mu \psi \bar{\psi} r_\mu \psi, \quad (14)$$

で与えられる Massive Thirring Model に応用してみよう。この model では L_i, M_i は次のようになる。

$$L_1 = g \begin{bmatrix} \bar{\psi} r_1 \psi & 0 \\ 0 & -\bar{\psi} r_1 \psi \end{bmatrix}, \quad L_2 = \sqrt{\frac{mg}{2}} \begin{bmatrix} -\chi_+^*, & \chi_-^* \\ \chi_- & \chi_+ \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$L_3 = \sqrt{\frac{mg}{2}} \begin{bmatrix} \chi_+ & -\chi_-^* \\ \chi_- & \chi_+^* \end{bmatrix}, \quad L_4 = -\left\{ g \bar{\psi} r_1 \psi + \frac{m}{2} \left(\lambda^2 - \frac{1}{\lambda^2} \right) \right\} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$$M_1 = g \begin{bmatrix} -\bar{\psi} r_0 \psi, & 0 \\ 0 & \bar{\psi} r_0 \psi \end{bmatrix}, \quad M_2 = \sqrt{\frac{mg}{2}} \begin{bmatrix} \chi_-^*, & -\chi_+^* \\ -\chi_+ & -\chi_- \end{bmatrix}, \quad (16)$$

$$M_3 = \sqrt{\frac{mg}{2}} \begin{bmatrix} -\chi_- & \chi_+^* \\ -\chi_+ & -\chi_-^* \end{bmatrix}, \quad M_4 = \left\{ g \bar{\psi} r_0 \psi + \frac{m}{2} \left(\lambda^2 + \frac{1}{\lambda^2} \right) \right\} \begin{bmatrix} 1, & 0 \\ 0, & -1 \end{bmatrix}.$$

ここで χ_\pm, χ_\pm^* はそれぞれ

$$\chi_\pm = \lambda \psi_1 \pm \frac{1}{\lambda} \psi_2, \quad \chi_\pm^* = \lambda \psi_\pm^* \pm \frac{1}{\lambda} \psi_2^*, \quad (17)$$

で定義されている。又 ψ と ψ^* の Poisson bracket

$$\{\psi_i, \psi_j\} = 0, \quad \{\psi_i^*, \psi_j^*\} = 0, \quad \{\psi_i^*(x), \psi_j(y)\} = i \delta(x-y) \quad (18)$$

を使って L operator の element 間の poisson bracket は

$$\begin{aligned} \{L(x, \lambda) \otimes L(y, \mu)\} = & -i [r(\lambda, \mu), L(x, \lambda) \otimes I \\ & + I \otimes L(y, \mu)] \delta(x-y), \end{aligned} \quad (19)$$

表 実, 井上和彦

となることが示される。ここで superspace の operator L, L' の直積 $L \otimes L'$ は Grassman number θ, θ' をつかって

$$\begin{aligned}
 L(\theta) \otimes L'(\theta') = & (L_1 \otimes L'_1) + (L_2 \otimes L'_1) \partial_\theta + (L_1 \otimes L'_2) \partial_{\theta'} \\
 & + \theta (L_3 \otimes L'_1) + \theta' (L_1 \otimes L'_3) + \theta (L_4 \otimes L'_1) \partial_\theta \\
 & + \theta (L_3 \otimes L'_2) \partial_{\theta'} - \theta' (L_2 \otimes L'_3) \partial_\theta + \theta' (L_1 \otimes L'_4) \partial_{\theta'} \\
 & - (L_2 \otimes L'_2) \partial_\theta \partial_{\theta'} - \theta \theta' (L_3 \otimes L'_3) + \theta \theta' (L_4 \otimes L'_3) \partial_\theta \\
 & - \theta \theta' (L_3 \otimes L'_4) \partial_{\theta'} - \theta (L_4 \otimes L'_2) \partial_\theta \partial_{\theta'} \\
 & + \theta' (L_2 \otimes L'_4) \partial_\theta \partial_{\theta'} - \theta \theta' (L_4 \otimes L'_4) \partial_\theta \partial_{\theta'} .
 \end{aligned} \tag{20}$$

と定義される。又 (19) の左辺の表式は $L(x, \lambda)$ と $L(y, \mu)$ の直積の element を $L(x, \lambda)$ と $L(y, \mu)$ の element の積のかわりにそれらの poisson bracket でおきかえたものである。更に $r(\lambda, \mu)$ は直積 superspace の operator で 4 行 4 列の行列 $r_i (i = 1, \dots, 6)$ を使って次のように表わされる。

$$\begin{aligned}
 r(\lambda, \mu) = & r_1(\lambda, \mu) - \theta r_1(\lambda, \mu) \partial_\theta + \theta r_2(\lambda, \mu) \partial_{\theta'} \\
 & + \theta' r_3(\lambda, \mu) \partial_\theta - \theta' r_1(\lambda, \mu) \partial_{\theta'} + \theta \theta' r_4(\lambda, \mu) \\
 & + r_5(\lambda, \mu) \partial_\theta \partial_{\theta'} + \theta \theta' r_6(\lambda, \mu) \partial_\theta \partial_{\theta'} ,
 \end{aligned} \tag{21}$$

但し,

$$r_1 = \frac{g}{\text{sh } 2\nu} \begin{bmatrix} \text{ch } 2\nu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\text{ch } 2\nu & 2 & 0 \\ 0 & 2 & -\text{ch } 2\nu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \text{ch } 2\nu \end{bmatrix} ,$$

$$r_2 = \frac{g}{\text{sh } 2\nu} \begin{bmatrix} \text{ch } \nu & -\text{sh } \nu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \text{ch } \nu & \text{sh } \nu \\ -\text{sh } \nu & \text{ch } \nu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \text{sh } \nu & \text{ch } \nu \end{bmatrix} ,$$

$$\begin{aligned}
 r_3 &= \frac{g}{\text{sh } 2\nu} \begin{pmatrix} \text{ch } \nu & 0 & \text{sh } \nu & 0 \\ \text{sh } \nu & 0 & \text{ch } \nu & 0 \\ 0 & \text{ch } \nu & 0 & -\text{sh } \nu \\ 0 & -\text{sh } \nu & 0 & \text{ch } \nu \end{pmatrix}, \\
 r_4 &= \frac{g}{\text{sh } 2\nu} \begin{pmatrix} 0 & -\text{sh } \nu & -\text{sh } \nu & 0 \\ 0 & \text{ch } \nu & -\text{ch } \nu & 0 \\ 0 & \text{ch } \nu & -\text{ch } \nu & 0 \\ 0 & -\text{sh } \nu & -\text{sh } \nu & 0 \end{pmatrix}, \\
 r_5 &= \frac{g}{\text{sh } 2\nu} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ \text{sh } \nu & \text{ch } \nu & \text{ch } \nu & \text{sh } \nu \\ \text{sh } \nu & -\text{ch } \nu & -\text{ch } \nu & \text{sh } \nu \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
 r_6 &= -r_1 + \frac{g}{\text{sh } 2\nu} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{22}
 \end{aligned}$$

(22) で $\nu = \log \frac{\lambda}{\mu}$ 。

Transfer operator T の element の poisson bracket は

$$\{T(\lambda) \otimes, T(\mu)\} = [r(\lambda, \mu), T(\lambda) \otimes T(\mu)] \tag{23}$$

で与えられる。Massive Thirring Model の正準理論で力学変数を ψ, ψ^* から T operator の element (散乱 parameter) に変換したとき、散乱 parameter 間の Poisson bracket は(23)式から求められる。ここでは具体的な表式を書き下すかわりに(23)の結果をつかって保存量の議論に移ろう。

T は L operator を使って次のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
 T &= e^{-iL(0)\iota} U e^{-iL(0)\iota} \\
 &= U_1 + U_2 e^{i/2 \cdot m(\lambda^2 - 1/\lambda^2)\iota a_3} \partial_\theta + \theta e^{i/2 \cdot m(\lambda^2 - 1/\lambda^2)\iota a_3} U_3
 \end{aligned}$$

表 実, 井上和彦

$$+ \theta \{ -U_1 + e^{i/2 \cdot m(\lambda^2 - 1/\lambda^2) \iota a_3} (U_1 + U_4) e^{i/2 \cdot m(\lambda^2 - 1/\lambda^2) \iota a_3} \} \partial_\theta, \quad (24)$$

ここで U parameter は

$$U = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \int_{-\iota}^{\iota} dy_1 \cdots dy_n \theta(y_1 - y_2) \cdots \theta(y_{n-1} - y_n) \\ \times \widetilde{L}(y_1, \lambda) \widetilde{L}(y_2, \lambda) \cdots \widetilde{L}(y_n, \lambda), \quad (25)$$

で定義されている。但し

$$\widetilde{L}_1 = L_1, \quad \widetilde{L}_2 = L_2 e^{i/2 \cdot m(\lambda^2 - 1/\lambda^2) y a_3}, \\ \widetilde{L}_3 = e^{-i/2 \cdot m(\lambda^2 - 1/\lambda^2) y a_3} L_3, \quad \widetilde{L}_4 = -L_1$$

又 $L(0)$ は (15) で $\psi = 0$, $\psi^* = 0$ とおいたものである。

一次元空間の大きさ ι が無限大の極限で意味をもつ U operator に注目して, $U_1 + U_4$ の (1, 1) 成分間の poisson bracket は消えることがわかる。従って, $\lambda^2 \rightarrow 0$ 及び $\lambda^2 \rightarrow \infty$ で $(U_1 + U_4)_{11}$ を λ^2 及び $1/\lambda^2$ の巾に展開したときの係数 $c_\infty^{(i)}$, $c_0^{(i)}$

$$\log (U_1 + U_4)_{11} = \frac{c_\infty^{(1)}}{\lambda^2} + \frac{c_\infty^{(2)}}{\lambda^6} + \cdots, \quad \lambda^2 \rightarrow \infty, \quad (26)$$

$$\log (U_1 + U_4)_{11} = \lambda^2 c_0^{(1)} + \lambda^6 c_0^{(2)} + \cdots, \quad \lambda^2 \rightarrow 0,$$

間の poisson bracket は消える。この係数の一次結合で Hamiltonian が与えられることからこれらの係数から保存量の系列が得られることがわかる。最後にいくつかの保存量の例を下に記す。

$$P = -\frac{m i}{4 g} (c_\infty^{(1)} + c_0^{(1)}) = -i \int dy (\psi_1^* \psi_1' + \psi_2^* \psi_2'),$$

$$H = -\frac{m i}{4 g} (c_\infty^{(1)} - c_0^{(1)})$$

$$= \int dy \{ -i (\psi_1^* \psi_1' - \psi_2^* \psi_2') + m (\psi_1^* \psi_2 + \psi_2^* \psi_1) \\ + 2 g \psi_1^* \psi_1 \psi_2^* \psi_2 \},$$

$$Q = \frac{m^3 i}{16g} \left(c_{\infty}^{(2)} + c_0^{(2)} - \frac{12i}{m} g P \right)$$

$$\begin{aligned} &= \int dy \{ i (\psi_1^{*'''} \psi_1 + \psi_2^{*'''} \psi_2) + 4g (\psi_1' \psi_1 \psi_1^{*'} \psi_1^* - \psi_2' \psi_2 \psi_2^{*'} \psi_2^*) \\ &\quad + g j_1 (\psi_1^{*'} \psi_1' + \psi_2^{*'} \psi_2' - \psi_1^{*''} \psi_1 - \psi_2^{*''} \psi_2 - \psi_1^* \psi_1'' - \psi_2^* \psi_2'') \\ &\quad + 3im g (\psi_1^* \psi_1^{*'} - \psi_2^* \psi_2^{*'}) \psi_1 \psi_2 - 3im g \psi_1^* \psi_2^* (\psi_1 \psi_1' - \psi_2 \psi_2') \} , \end{aligned}$$

$$R = \frac{m^3 i}{16g} \left(c_{\infty}^{(2)} - c_0^{(2)} - \frac{4ig}{m} H \right)$$

$$\begin{aligned} &= \int dy \{ i (\psi_1^{*'''} \psi_1 - \psi_2^{*'''} \psi_2) + m (\psi_1^{*''} \psi_2 + \psi_2^{*''} \psi_1) \\ &\quad + 4m^2 g \psi_1^* \psi_2^* \psi_1 \psi_2 + g j_1 (\psi_1^{*'} \psi_1' - \psi_2^{*'} \psi_2' - \psi_1^{*''} \psi_1 \\ &\quad + \psi_2^{*''} \psi_2 - \psi_1^* \psi_1'' + \psi_2^* \psi_2'') + 2im g (\psi_1^* \psi_1^{*'} + \psi_2^* \psi_2^{*'}) \psi_1 \psi_2 \\ &\quad - 2im g \psi_1^* \psi_2^* (\psi_1 \psi_1' + \psi_2 \psi_2') \\ &\quad + 4g (\psi_1' \psi_1 \psi_1^{*'} \psi_1^* + \psi_2' \psi_2 \psi_2^{*'} \psi_2^*) \} , \end{aligned}$$

ここで

$$j_1 = \psi_1^* \psi_1 - \psi_2^* \psi_2$$

であり、場の空間微分を ψ' 等で表わしてある。これらのうち最初の2つは運動量とエネルギーであり良く知られたものであるが次のより複雑な表式で与えられる2つの保存量はこの方法ではじめて得られたものである。